

## VERSAMMLUNGSBERICHTE

### Deutsche Physikalische Gesellschaft.

Tagung des Gauvereins Niedersachsen  
in Clausthal am 12. Juni 1937.

M. Klöß, Clausthal: „Unterstützung bergbaulicher Aufschlußarbeiten durch magnetische Messungen.“

Es wird eine einfache, aber äußerst empfindliche Meßvorrichtung zur Bestimmung der Vertikalintensität des magnetischen Erdfeldes beschrieben. Ihre geophysikalische und bergbauliche Anwendbarkeit wird gezeigt an einem wahlweise herausgegriffenen Fall, wo bei Todtmoos im Schwarzwald die Ausmessung der Störungen des erdmagnetischen Feldes zur Auffindung eines Nickelkiesvorkommens führte. Dieses war auf Grund geologischer Überlegungen in der Gegend zwar vermutet, aber bei den Schürfungen, welche den magnetischen Messungen vorausgegangen waren, nicht gefunden worden.

S. Valentiner, Clausthal: „Adhäsionsenergie einiger organischer Flüssigkeiten an Mineralien“ (nach Messungen von Hohls).

Für einige Kombinationen von festen Stoffen und Lösungen organischer capillaraktiver Substanzen wurde die Adhäsionsenergie bestimmt in ihrer Abhängigkeit von der Konzentration, mit der die capillaraktive Substanz gelöst ist. Es wird darauf hingewiesen, daß diese Messungen auch brauchbar sind zur Erforschung der Konstitution organischer Moleküle (vgl. Adam u. a.)<sup>1)</sup> und außerdem geeignet zur Verfolgung von Oberflächenreaktionen. (Eine Veröffentlichung ist in Vorbereitung.)

H. Küstner, Göttingen: „Die heute erreichbare Genauigkeit der Luftionisationsmessungen der Röntgenstrahlen nach der internationalen r-Einheit“<sup>2)</sup>.

Die internationale Einheit der Röntgenstrahldosis „Röntgen“ (r) ist definiert durch die ausgelöste Gesamtionisation in Luft. Absolutmessungen sollten nach Angabe von Behnken<sup>3)</sup> in seinem Laboratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt mit einer Genauigkeit von etwa 1% auszuführen sein.

Ausführliche Messungen im Göttinger Institut des Vortr. ergeben nun, daß verschiedene Faktoren, die bei den Messungen in der Phys.-Techn. Reichsanstalt von Behnken nicht berücksichtigt wurden, Korrekturen von mehreren Prozenten erfordern. Vor allem handelt es sich um eine genauere Berücksichtigung der Feldverzerrung in der Ionisationskammer und um eine sorgfältige Berücksichtigung der verschiedenen Anteilsverhältnisse von Compton-Elektronen und Photoelektronen als Ionisationsträgern. Diese Anteilverhältnisse, die nicht nur im Hinblick auf die Absolutmessungen der Röntgeneinheit von Interesse sind, sind in Göttingen in ihrer Abhängigkeit von der Härte der Röntgenstrahlung gemessen worden. Man muß schließen, daß vor allem die Behnken'sche Wahl konstanten Kammerdurchmessers bis hinauf zu Härten von 500 kV zu systematischen Fehlern Anlaß gibt. Solange die hier genannten und einige weitere Korrekturen unberücksichtigt bleiben, muß man bei der Absolutbestimmung der Röntgeneinheit mit einer Unsicherheit von einigen Prozenten rechnen.

E. G. Andresen, Berlin: „Nachleuchten und Farbenflimmern von Gasentladungsröhren mit Leuchtstoffen.“

Die bisher für Beleuchtungszwecke verwendeten Entladungsröhren haben neben ihrer Monochromasie vor allem zwei Mängel: 1. strahlen sie im Violett und nahen Ultraviolett einen sehr großen Energiebetrag aus, der für die Beleuchtung verlorengeht, 2. tritt beim Betrieb mit Wechselstrom wegen der Entladungspausen das bekannte Flimmern auf, das bei den Glühlampen durch das Nachglühen des Glühdrahtes vermieden wird. Diese beiden Nachteile kann man gleichzeitig dadurch beseitigen, daß man durch den violetten und ultravioletten Anteil der Strahlung einen Leuchtstoff geeigneter Farbe und Nachleuchtdauer anregen läßt, mit dem die Innenwand der Entladungsröhre ausgekleidet wird. Solche

Quecksilber-Niederdruckröhren (aus dem Osram-Forschungslabor.) geben gutes weißes Licht und eine drei- bis viermal größere Lichtausbeute als eine Glühlampe gleichen Wattverbrauchs. Die Lichtschwankungen sind beim Betrieb mit Wechselstrom von 50 Hz nur noch von derselben (durch das Auge nicht mehr wahrnehmbaren) Größenordnung wie bei der Glühlampe. Die Schwankungen wurden mit Hilfe eines Stroboskops, das man in verschiedener Phase laufen ließ, sichtbar gemacht. — Von der blauen Quecksilberresonanzlinie 4358 Å rührt ein Anteil der Strahlung her, der sich dem Leuchtstofflicht überlagert; dieser hat natürlich die volle Intensitätsschwankung der Röhre. Dadurch wird eine entsprechende Schwankung in der Farbe des Gesamtlichts verursacht. Bei der vorgeführten Röhre war dieses „Farbflimmern“, — welches wieder mit Hilfe des Stroboskops gezeigt wurde, — mit dem Auge nicht mehr wahrzunehmen beim Betrieb mit 50-Hz-Wechselstrom.

R. Rompe, Berlin: „Wärmeleitung in Gasen durch Strahlung bei hohen Temperaturen.“

Für die Verhältnisse, die in den Entladungsröhren vorliegen, wird der Beitrag untersucht, den optische Prozesse zur Wärmeleitung liefern können, vor allem die „Diffusion von Lichtquanten“, d. h. Absorption und Reemission der Resonanzlinien des Gases, und die „Stöße zweiter Art“, d. h. Absorption des Resonanzlichtes und Abgabe der Anregungsenergie im Stoß. Es zeigt sich, daß unter günstigen Bedingungen diese Strahlungsprozesse einen bis zu hundertmal größeren Beitrag zur Wärmeleitfähigkeit liefern können als der gewöhnliche Wärmetransport durch gaskinetische Zusammenstöße. Im einzelnen wird die Abhängigkeit der „optischen Wärmeleitung“ von den verschiedenen Effekten erörtert, welche eine Verbreiterung<sup>4)</sup> der Spektrallinien ergeben (natürliche Breite, Doppler-Effekt, Kopplungsverbreiterung durch gleichartige Atome, Stoßdämpfung), und zwar auch für die Linien, welche Übergängen zwischen zwei angeregten Zuständen entsprechen, weil bei den Bedingungen in den Entladungen angeregte Niveaus häufig sehr stark besetzt sind. Dabei ist vor allem die — theoretisch und experimentell weitgehend bekannte — Druckabhängigkeit der letztgenannten Effekte zu berücksichtigen. Es gelingt so u. a. den merkwürdigen Verlauf der Ausbeutekurve der Quecksilberentladung verständlich zu machen.

F. Rieger u. H. Senffleben, Münster (Westf.): „Über die Temperaturabhängigkeit des magnetischen Wärmeleitungseffekts.“

Die Abnahme des Wärmeleitungsvermögens in Gasen, welche in ein Magnetfeld gebracht sind, ist ein vom Vortr. entdeckter und mit Pietzner<sup>5)</sup> zusammen in seiner Feld- und Druckabhängigkeit studierter Effekt. Eine befriedigende theoretische Deutung liegt noch nicht vor, bisher existiert nur eine experimentell gut bestätigte<sup>6)</sup> theoretische Betrachtung von Laues<sup>6)</sup> über die Abhängigkeit des Effekts vom Winkel zwischen Feldrichtung und Richtung des Wärmestroms. Senffleben und Pietzner konnten zeigen<sup>6)</sup>, daß der Wärmeleitungseffekt, eine Funktion von  $H/p$  ist ( $H$  = Feldstärke,  $p$  = Druck); es wurden nun diese Messungen vervollständigt durch Untersuchung der Temperaturabhängigkeit. Es ergibt sich ein Verhalten, das sich durch eine Funktion von  $H \cdot p^{-1} \cdot (1 + c/T)^{-1}$  darstellen läßt. ( $T$  = abs. Temp.,  $c$  = Konstante.) Einen Hinweis für eine theoretische Deutung liefert vielleicht der Umstand, daß sich die eben angegebene Größe unschreiben läßt in  $c \cdot H \cdot \tau / v$  ( $\tau$  = mittlere Stoßdauer,  $v$  = mittlere Geschwindigkeit der Gasmoleküle). Untersucht man die Verhältnisse bei sehr niedrigen Drucken, bei denen die freie Weglänge vergleichbar mit den Gefäßdimensionen wird, so treten sekundäre Effekte auf, die durch den Wand-Gas-Temperaturprung bedingt sind. Auch hier ist eine Darstellung durch eine einfache empirische Formel möglich.

W. Kast, Halle a. d. S.: „Calorimetrische Messungen am Umwandlungspunkt der anisotrop-flüssigen Phase in die flüssige.“

Hochmolekulare organische Verbindungen sind im flüssigen Zustand in gewissen Temperaturbereichen häufig optisch anisotrop; die — auch durch Röntgenuntersuchungen ge-

<sup>1)</sup> Vgl. z. B. Proc. Roy. Soc., London, Ser. A 155, 684—711 [1936].

<sup>2)</sup> Vgl. Verh. dtsh. physik. Ges., im Erscheinen.

<sup>3)</sup> Behnken, Physik. Z. 37, 878 [1936].

<sup>4)</sup> Vgl. diese Ztschr. 49, 669 [1936].

<sup>5)</sup> Senffleben u. Pietzner, Ann. Physik [5] 27, 108 [1936].

<sup>6)</sup> M. v. Laue, ebenda [5] 26, 474 [1936].

stützte — Erklärung dafür ist, daß in der anisotropen Flüssigkeit die Moleküle nicht völlig regellos gelagert sind, sondern daß größere Molekülkomplexe eine gewisse Struktur aufweisen („Flüssige Kristalle“). Bei einer für die Substanz charakteristischen Temperatur (Umwandlungspunkt) geht der anisotrope Zustand in einen optisch isotropen über. — Es ist Vortr. nun mit Hilfe einer calorimetrischen Differentialmethode gelungen, nachzuweisen, daß in den Erwärmungskurven dieser Substanzen bei der Umwandlungstemperatur Haltepunkte auftreten. Das zeigt, daß der Übergang: anisotrope Phase — isotrope Phase eine Umwandlungswärme erfordert, deren Betrag sich aus den Messungen bestimmen läßt. Weiter entnimmt man aus den Neigungen der Erwärmungskurven, daß die spezifische Wärme beider Phasen verschieden ist, und zwar hängt der Unterschied von der Substanz selbst ab. Aus diesem letztgenannten Grunde kann der Sprung der spezifischen Wärme nicht auf das Auftreten neuer Freiheitsgrade in der Bewegung des Moleküls als Ganzem zurückgeführt werden, man muß vielmehr annehmen, daß mit der Phasenänderung isotrop-anisotrop das Auftreten von freier Beweglichkeit einzelner Atomgruppen innerhalb des Moleküls selbst verknüpft ist.

F. Knauer, Hamburg: „Über die Diffusion und Absorption langsamer Neutronen in wäßrigen Lösungen von Cadmiumnitrat.“

Schnelle Neutronen — die etwa, wie in den vorliegenden Versuchen, durch Berylliumzertrümmerung mit Hilfe der  $\alpha$ -Strahlung von Radiumemanation erzeugt werden können — unterliegen in wasserstoffhaltigen Substanzen zweierlei Prozessen, welche vor allem durch die theoretischen und experimentellen Untersuchungen im *Fermischen* Institut in Rom festgestellt und aufgeklärt sind<sup>7)</sup>.

Erstens erleiden die Neutronen elastische Zusammenstöße mit den Wasserstoffkernen, bei denen sie, wegen der gleichen Masse beider Stoßpartner, jedesmal einen großen Betrag ihrer Energie abgeben; nach im Mittel 20–30 Zusammenstößen ist ihre Energie vom Anfangswert (einige Millionen V) auf thermische Energie (0,04 V) herabgesunken; danach diffundieren sie mit thermischer Energie weiter. Zweitens werden die Neutronen (und zwar praktisch nur die langsamen) von den Protonen eingefangen unter Bildung des schweren Wasserstoffisotops und Aussendung von  $\gamma$ -Strahlung von zwei Mill. V. Auf etwa 100 elastische Zusammenstöße (Diffusion) entfällt nach *Fermi* und Mitarbeitern<sup>7)</sup> ein Einfangsprozeß (Absorption).

Die Verteilung der langsamen Neutronen in einem großen Wassergefäß als Funktion des Abstandes von der Quelle ist vom Vortr. gemessen worden; zum Nachweis wurde an verschiedenen Stellen ein Rhodiumblech ins Wasser gebracht — Rhodium wird durch Einfang langsamer Neutronen radioaktiv —, die Neutronenkonzentration ist dann der zu messenden Aktivität proportional. Es ergibt sich eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit ähnlichen Versuchen in Rom. Sodann wird dem Wasser Cadmiumnitrat in verschiedener Menge zugesetzt und jedesmal wieder die Konzentrationsverteilung der langsamen Neutronen gemessen. Cadmium absorbiert, ebenso wie Wasser, die langsamen Neutronen; der Wirkungsquerschnitt des Cadmiums ist aus anderen Versuchen bekannt<sup>7)</sup>. Aus der Abhängigkeit der Neutronenkonzentration vom Cadmiumgehalt des Wassers läßt sich nun nach der Diffusionsgleichung der Wirkungsquerschnitt für den Neutroneneinfang durch Protonen berechnen. Er ergibt sich zu etwa  $3,7 \times 10^{-26}$  cm<sup>2</sup>, mit einer Unsicherheit von 10 % (genauere Messungen sind im Gange). Dieser Wert liegt in der Nähe des in Rom auf ganz anderem Wege bestimmten Wirkungsquerschnitts (s. o., ein Einfangsprozeß auf etwa 100 elast. Stöße). — Theoretisch ergeben sich zwei verschiedene Werte für den Querschnitt, je nachdem, ob ein Deuteron mit dem Kernspin Null energetisch stabil oder instabil ist. (Der bekannte Deuteriumkern hat den Spin  $\hbar/2\pi$ ). Der *Fermische* und *Knauersche* Wert entscheiden die Alternative dahin, daß der Deuteronzustand mit dem Kernspin Null nicht stabil ist.

<sup>7)</sup> Vgl. z. B. Internationale Physikerkonferenz in Kopenhagen, Juni 1936. Tagungsbericht diese Ztschr. 49, 691 [1936], ferner *Fermi* u. *Amaldi*, *Physic. Rev.* 50, 899 [1936].

R. Pohl, Göttingen: „Einfluß der Temperatur auf den lichtelektrischen Primärstrom in Alkalihalogenid-Kristallen“<sup>8)</sup>.

Durch Bestrahlung von Alkalihalogenid-Kristallen mit Licht geeigneter Frequenz, kann man innerhalb des Kristalls Elektronen auslösen, die im Kristall dann beweglich sind und beim Anlegen eines Feldes eine Vorzugsrichtung in ihrer Diffusionsbewegung erhalten, also einen Leitungsstrom darstellen („lichtelektrischer Primärstrom“<sup>9)</sup>). Die Lichtabsorption kann geschehen entweder durch überschüssige neutrale Alkaliatome, die atomar im Gitter verteilt sind („F-Zentren“<sup>10)</sup>), oder durch größere kolloidale Alkalimetallstücke, die sich als Fremdkörper im Gitter befinden. Die Lichtabsorption durch die F-Zentren ist um etwa zwei Zehnerpotenzen ergiebiger, hört aber unterhalb einer Grenztemperatur auf (im KCl bei etwa –180°). Unterhalb dieser Temperatur ist als — wesentlich schwächerer — elektronenliefernder Prozeß nur noch die Lichtabsorption durch das kolloidal eingesprengte Metall vorhanden. Es wurde nun in beiden Temperaturbereichen die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit der durch die Lichtabsorption ausgelösten Elektronen gemessen. Man findet, daß ebenso wie bei den Metallen die Leitfähigkeit mit sinkender Temperatur zunimmt, und daß auch in beiden Bereichen der Temperaturkoeffizient von derselben Größenordnung ist wie beim Metall.

G. Joos u. H. A. Rühmkorf, Göttingen: „Molekularkräfte im Spiegel der Linienstruktur.“

Die Druckverbreiterung der Quecksilberlinie 2537 Å wurde sowohl bei hohem Fremdgasdruck als auch bei hohem Quecksilberdruck (7 at) in Absorption bei langer absorbierender Schicht gemessen. Im Intensitätsabfall werden auf der kurzwelligen Seite für den Gaszusatz charakteristische Buckel gefunden: Hg—N<sub>2</sub> bei 2527,1 Å; Hg—CO<sub>2</sub> bei 2522,3 Å; Hg—O<sub>2</sub> bei 2532,5 Å; Hg—Hg bei 2527,5 Å. Einen analogen Buckel hatte bereits *H. Kuhn* bei der Druckverbreiterung durch Argon gefunden und ihn so gedeutet, daß die Hg-Atome im Augenblick der Absorption in starker Wechselwirkung mit den Atomen des Störgases stehen. Falls man die Potentialkurve: Hg—Störgas im unteren Zustand kennt, lassen sich dann aus den Messungen unter Benutzung des *Franck-Condonschen* Prinzips Aussagen über die Potentialkurve des angeregten Zustandes machen.

K. H. Hellwege, Göttingen: „Über rasterförmige Reflexionsgitter.“

In der Ultrarot-Spektroskopie werden neuerdings häufig rasterförmige Reflexionsgitter mit rechteckigem Furchenprofil benutzt (Furchenbreite = halbe Gitterkonstante). Die Furchen werden in eine Glasplatte geätzt und diese danach versilbert. Solche Gitter liefern in gewissen Wellenlängenbereichen bessere Intensitäten des abgelenkten Lichtes als gewöhnliche Strichgitter, im günstigsten Fall die vierfache Helligkeit. Die Beugungsfigur für parallel einfallendes Licht ist vom Vortr. nach dem *Kirchhoffschen* Ansatz (*Huyghenssches* Prinzip) durchgerechnet. An Hand der Endformeln kann man diejenigen Gitterkonstanten und Furchentiefen ermitteln, die die günstigsten Intensitätsverhältnisse in einem vorgegebenen Spektralbereich liefern.

E. David, Hamburg: „Deutung der optischen Anomalien dünner Metallschichten“<sup>11)</sup>.

Die optischen Eigenschaften massiver Metalle lassen sich durch eine Dispersionsformel darstellen, welche Resonanzstellen im Violett und für unendlich lange Wellen (freie Elektronen) hat. Diese Resonanzstellen sind quantentheoretisch aufgeklärt<sup>12)</sup>. Sehr dünne Schichten (unterhalb  $10^{-6}$  cm Dicke) zeigen dagegen ein gänzlich anderes optisches Verhalten<sup>13)</sup>: Die Resonanzstellen der freien Elektronen des massiven Metalls verschwinden, dafür treten Eigenfrequenzen im sicht-

<sup>8)</sup> Zum Teil bereits veröffentlicht in *Ann. Physik* [5] 29, 239 [1937].

<sup>9)</sup> Vgl. *R. Hilsch*, „Ergebnisse physikalischer Untersuchungen an Alkalihalogenidkristallen“, diese Ztschr. 49, 69 [1936].

<sup>10)</sup> D. h. Farbzentren, vgl. Fußnote 9.

<sup>11)</sup> Erscheint demnächst in *Z. Physik*.

<sup>12)</sup> Vgl. z. B. *Sommerfeld-Bethe*: *Handb. d. Physik*, Bd. 24, 2. Teil, Springer, Berlin, 2. Aufl.

baren Gebiet auf; der violette Dispersionsanteil bleibt praktisch unverändert. Da nach Leitfähigkeitsmessungen und nach Beobachtungen im Ultramikroskop solche Schichten nicht mehr zusammenhängend sind, sondern aus kleinen Kristalliten bestehen — welche sehr klein sind gegenüber der Wellenlänge des benutzten Lichtes —, werden die neu auftretenden optischen Eigenfrequenzen vom Vortr. als Eigenschwingungen dieser Kristallite gedeutet. Die makroskopische Elektrodynamik lieferte für solche kleinen Metallkörper Eigenwellenlängen von der Größenordnung ihrer Lineardimensionen<sup>14)</sup>, die also weit außerhalb des beobachteten Gebiets liegen würden. In jenen Rechnungen war aber lediglich die Trägheitswirkung des magnetischen Feldes berücksichtigt und von der Trägheitswirkung der Elektronenmasse abgesehen worden. Dieses ist jedoch, wie Vortr. zeigt, keineswegs zulässig; bei Berücksichtigung der Elektronenmasse ergeben sich nach Rechnungen des Vortr. tatsächlich die Eigenschwingungen im sichtbaren Gebiet. Da die Eigenfrequenzen sich als unabhängig von der Größe, dagegen stark abhängig von der Gestalt der Kristallite ergeben, gestatten die optischen Daten Rückschlüsse auf die Gestalt der Kristallite.

In der *Aussprache* wird darauf hingewiesen, daß die Annahmen über das Streulicht von kolloidal gelösten Metallen von *Mie* und anderen<sup>15)</sup> nach den Ergebnissen  *Davids* vielleicht wesentlich modifiziert werden müssen.

H. Jensen, Hamburg: „*Eigenschwingungen eines Fermi-Gases und Anwendung auf die Blochsche Bremsformel für schnelle Teilchen*<sup>16)</sup>.“

Das Problem der Eigenschwingungen eines Fermischen Elektronengases wird nach dem Vorgang *Blochs*<sup>17)</sup> behandelt. Bei der Anwendung auf die Eigenschwingungen kleiner Metallkugeln ergeben sich dieselben Frequenzen wie nach der klassischen Rechnung von *David* (vgl. den vorangehenden Vortrag), bis auf Korrekturen von der Größenordnung  $a_H^3/R^3$  ( $a_H$  = Wasserstoffradius,  $R$  = Kugelradius). Weiter ergibt sich eine Rechtfertigung des *Davidschen* Ansatzes oszillierender Oberflächenladungen: bei der Grundschwingung fällt die Ladung vom Kugelrand nach innen exponentiell ab mit einer Halbwertsdicke von etwa  $1 a_H$ . Die höheren Eigenschwingungen, bei denen die oszillierende Ladung räumlich verteilt ist, ergeben nach außen ein verschwindend kleines elektrisches Dipolmoment, sind also optisch unwirksam.

Auch die Eigenschwingungen des *Fermi*-Atoms lassen sich — bei einfacher Näherung für die Ladungsverteilung im ungestörten Atom nach dem *Ritzschen* Verfahren — berechnen. Damit wird ein bisher unbestimmter Parameter in der *Blochschen* Bremsformel für schnelle  $\alpha$ -Teilchen und Protonen festgelegt und ergibt sich in befriedigender Übereinstimmung mit der Erfahrung. Die Berücksichtigung der Austauschwechselwirkung der Elektronen bedingt eine etwas andere Abhängigkeit des Bremsvermögens der Atome von der Kernladung als nach der alten *Blochschen* Rechnung. Dieser Unterschied wird besprochen.

H. Jensen, Hamburg: „*Über die Frage nach der Existenz angeregter Halogen-Ionen*.“

Bekanntlich besteht eine enge Analogie zwischen den Spektren eines Edelgases und dem (Funken-) Spektrum des einfach ionisierten Alkaliatoms, welches im periodischen System neben dem betr. Edelgas steht. Es wurde nun in der Literatur vielfach die Auffassung vertreten, daß eine ebensolche Analogie zwischen dem Spektrum des Edelgases und dem des benachbarten negativen Halogen-Ions bestehen müsse. Diese Auffassung wird auch durch formale Schlüsse aus der für diesen Fall zuständigen quantenmechanischen Grundgleichung nahegelegt. Die vermutete Analogie wird jedoch völlig illusorisch gemacht<sup>18)</sup> durch den Unterschied in den Kraftfeldern, in denen

<sup>13)</sup> F. Goos, Z. Physik **100**, 95 [1936]; dort weitere Literaturangaben.

<sup>14)</sup> J. J. Thomsen, Proc. London mathem. Soc. **15**, 197 [1884]; G. Mie, Ann. Physik [4] **25**, 377 [1908].

<sup>15)</sup> Vgl. z. B. M. Born: Optik, § 71, Springer, Berlin 1933.

<sup>16)</sup> Erscheint demnächst in der Z. Physik.

<sup>17)</sup> F. Bloch, Z. Physik **81**, 363 [1933].

<sup>18)</sup> Entsprechend einer gesprächsweise mitgeteilten Vermutung von Prof. J. Franck.

sich das äußerste Elektron bewegt; beim Edelgas wird es durch die *Coulombsche* Kraft  $e^2/r^2$  angezogen, beim negativen Halogen-Ion dagegen ist die Kraftwirkung lediglich bedingt durch das Eintauchen des äußersten Elektrons in den neutralen Atomrumpf und durch die Polarisation des Rumpfes. In Hamburg wurde das Problem quantentheoretisch am Beispiel des negativen Chlorions durchgerechnet, für das jetzt sehr genaue Daten über *Hartrees* „self-consistent field“ vorliegen<sup>19)</sup>. Die unterste Anregungsstufe des Chlorions wäre die Beförderung eines 3p-Elektrons entweder in die 3d- oder in die 4s-Bahn. Es zeigt sich nun, daß keiner dieser beiden Zustände energetisch stabil ist, es gibt demnach überhaupt kein Linienspektrum des negativen Chlorions und wahrscheinlich ebenfalls nicht bei den übrigen Halogen-Ionen.

In der *Aussprache* wurde darauf hingewiesen, daß experimentell vielfach vergeblich nach solchen Spektren gesucht worden ist.

W. Lenz, Hamburg: „*Zur Demonstration von Geschöppendelung und Fliegerhorizont mittels der Pohlschen Geräte*.“ (Vorgetragen vertretungsweise von H. Jensen.)

Der Luftwiderstand übt bekanntlich auf ein fliegendes Geschöß ein Moment aus und veranlaßt dieses zu einer typischen Präzessionsbewegung, bei der die Geschößachse immer auf der gleichen Seite der Bahnebene bleibt. Diese „einseitige“ Präzession ist verantwortlich für die Abdrift des Geschosses. Man kann dieses typische Verhalten sehr deutlich demonstrieren mit Hilfe von Drehstuhl und Fahrradkreisel von *Pohl*<sup>20)</sup>. Das Geschöß wird dargestellt durch den im Schwerpunkt cardanisch aufgehängten Fahrradkreisel; die Bahnbewegung wird durch die Führung der Cardanaufhängung am Drehstuhl ersetzt, der Luftwiderstand durch eine passend angebrachte Feder. — In ähnlich einfacher Weise läßt sich auch die Wirkungsweise des Kreiselhorizonts von *Sperry* (Katalog der Askania-Werke: „*Askania-Bordgeräte*“) am Modell zeigen<sup>21)</sup>.

<sup>19)</sup> D. R. Hartree, Proc. Roy. Soc., London **141**, 282 [1933].

<sup>20)</sup> R. W. Pohl: Mechanik und Akustik. Springer, Berlin 1930.

<sup>21)</sup> Vgl. Verh. dtsh. physik. Ges., im Erscheinen.

## NEUE BÜCHER

**Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie.** 8., völlig neu bearbeitete Auflage. Herausgegeben von der Deutschen Chemischen Gesellschaft. Begonnen von R. J. Meyer, fortgeführt von E. Pietsch. Verlag Chemie G. m. b. H., Berlin 1936/37.

System-Nr. 23, Ammonium. Lieferung 2. Mitbearbeitet von M. Atterer, G. Blinoff-Achapkin, R. Gagarin, G. Glauner-Breitinger, H. Gruß, P. Koch, A. Kotoski, H. Lehl, W. Müller, G. Nachod, G. Pietsch-Wilcke, K. Schnaidt, H. Schneller †, H. Woitinek.

System-Nr. 36, Gallium. Mitbearbeitet von G. Führ, C. Genser, G. Nachod, E. Pohland, H. Zeise.

System-Nr. 37, Indium. Mitbearbeitet von G. Führ, C. Genser, G. Nachod, E. Pohland, F. Seufferling, M. Thalinger, H. Zeise.

System-Nr. 22, Kalium. Lieferung 1. Mitbearbeitet von A. Eisner, G. Führ, H. Gehlen, C. Genser, G. Glauner-Breitinger, L. Lippert, G. Löffler, W. Müller, A. Neumann, G. Pietsch-Wilcke, F. Seufferling, W. Stoffers, M. Thalinger, H. Woitinek, H. Zeise.

Lieferung 2. Mitbearbeitet von M. Atterer, H. Banse, G. Blinoff-Achapkin, A. Eisner, R. Gagarin, H. Gehlen, G. Glauner-Breitinger, H. Gruß, P. Koch, O. König, M. Lehl-Thalinger, E. von Lindeiner-Schön, L. Lippert, G. Löffler, A. Neumann, G. Pietsch-Wilcke, K. Schnaidt, W. Stoffers.

System-Nr. 59, Eisen. Teil D. Magnetische und elektrische Eigenschaften der legierten Werkstoffe. Verfasser O. von Auwers.

Teil A. Lieferung 8. Fe-C (Fortsetzung): Mechanische und thermische Eigenschaften. System Fe-C-H bis Fe-Be-K. Mitbearbeitet von B. Grosse-Eggebrecht, A. Eisner, R. Sahmen.